

Моделирование электрических атмосферных разрядов высокой мощности с помощью ускорителей протонов средних энергий

© В.В. Горев,¹ Д.Ю. Смыслов²

¹Национальный исследовательский центр Курчатовский институт,
123182 Москва, Россия

²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
105005 Москва, Россия
email: denis.smyslow@gmail.com

Поступило в Редакцию 28 сентября 2023 г.

В окончательной редакции 24 июля 2024 г.

Принято к публикации 31 июля 2024 г.

Предложен эксперимент по формированию условий для возникновения электрических атмосферных разрядов путем облучения нейтрального дождевого облака потоком высокоэнергетических протонов. Показано, что такой подход может устранить проблемы в существующих методах исследования молнии, позволяя наблюдать за естественным развитием ее лидера в заданный момент времени и в заданной области поверхности земли. Проведены оценки размера и плотности дождевого облака, возможности транспортировки протонов через атмосферу и их накопления на облаке, времени облучения и количества заряда, которое необходимо сообщить облаку для образования электрического пробоя в атмосфере. Результаты расчета показали, что предложенная модель может быть реализована на практике.

Ключевые слова: линейный ускоритель протонов средних энергий, плотность дождевых облаков, прохождение протонов через атмосферу, многократное рассеяние, электростатическое поле, пучок заряженных частиц, ионизация воздуха.

DOI: 10.61011/JTF.2024.10.58867.253-23

Введение

На сегодняшний день молния продолжает оставаться до конца не изученным явлением в силу двух основных причин. Во-первых, это сложность ее регистрации в природных условиях, вызванная случайным характером областей поражения (на каждый квадратный километр Земли приходится в среднем от 2 до 4 ударов молнии в год [1]) и необходимостью новых средств и методов детектирования. Широко распространенным способом искусственного возбуждения электрических атмосферных разрядов являются так называемые триггерные молнии, которые получают путем запуска к грозовому облаку малых ракет, соединенных либо с заземленной проволокой, вытягиваемой вверх на несколько сотен метров (классический запуск), либо с незаземленной проволокой длиной несколько сотен метров, нижняя часть которой возвышается над землей примерно на 100 м (высотный запуск) [2]. Однако 90% классических триггерных молний и разрядов, поражающих высотные объекты, являются восходящими, и только 10% приходится на нисходящий ступенчатый лидер, что делает его практически „неуловимым“ для изучения [1]. Незвестны, например, механизмы его инициации, связанные с невозможностью регистрации процессов внутри облачной среды [1–4].

Во-вторых, отсутствие подобия в явлениях электрического пробоя атмосферы разного масштаба не позволяет в экспериментах с длинной лабораторной искрой пол-

ностью смоделировать процессы, протекающие в природных условиях. Так, средняя длина канала ($L \sim 3$ km) и скорость лидера ($v \sim 10^6$ m/s) реальной молнии в промежутке облако-земля на несколько порядков превосходят соответствующие параметры у лабораторной искры ($L \sim 10$ m, $v \sim 10^4$ m/s) [1,4]. При этом максимальная зарегистрированная длина межоблачного разряда составляет 768.8 km, а продолжительность — 17.7 s [5] (средняя длина межоблачного разряда достигает порядка нескольких километров [1]). В отличие от лабораторной искры молния представляет собой безэлектродный разряд [4]. Облачная среда является очень плохим проводником, заряды в ней рассеяны на поверхности капель и непосредственно в лидер молнии не транспортируются, а лишь выполняют роль источника электрического поля, иницирующего и поддерживающего лидерный процесс [1]. Кроме того, потенциал нисходящего лидера у земли может существенно отличаться от потенциала в точке старта в отличие от лабораторной искры, всегда несущий потенциал электрода [1].

Таким образом, указанные выше трудности на пути к пониманию природы электрических атмосферных разрядов и разработке надежных средств молниезащиты требуют принципиально новых подходов к их изучению.

Цель настоящей работы заключается в оценках возможности зарядки дождевого облака до напряженности электрического поля, при которой возникает и естественным путем развивается электрический атмосферный разряд в промежутке облако-земля или облако-

облако. Такой подход позволяет искусственно создавать условия инициации молнии и наблюдать за ее развитием в натуральном виде.

1. Физическая модель предлагаемого эксперимента

На рис. 1 показан предлагаемый способ изучения электрических атмосферных разрядов. В момент приближения дождевого облака, естественного или искусственного происхождения (например, распыленного с самолета), линейный ускоритель протонов средних энергий [6] генерирует пучок протонов, с энергией, достаточной для прохождения через атмосферу и попадания внутрь облака. Облучение происходит в течение времени τ , необходимого для достижения вблизи облака электрического поля, при котором возникает пробой в реальных условиях атмосферы. Как следует из экспериментальных данных, полученных при ракетном зондировании грозовых облаков и при пролете через них специально оснащенного самолета-лаборатории, напряженность электрического поля внутри грозового облака не превосходят 1 MV/m, а в непосредственной близости от него составляет от 0.1 до 0.8 MV/m [1,2]. В качестве оценки гарантированного возникновения электрического атмосферного разряда в настоящей работе используется максимальная зафиксированная напряженность электрического поля грозового облака $E_{max} \approx 1$ MV/m.

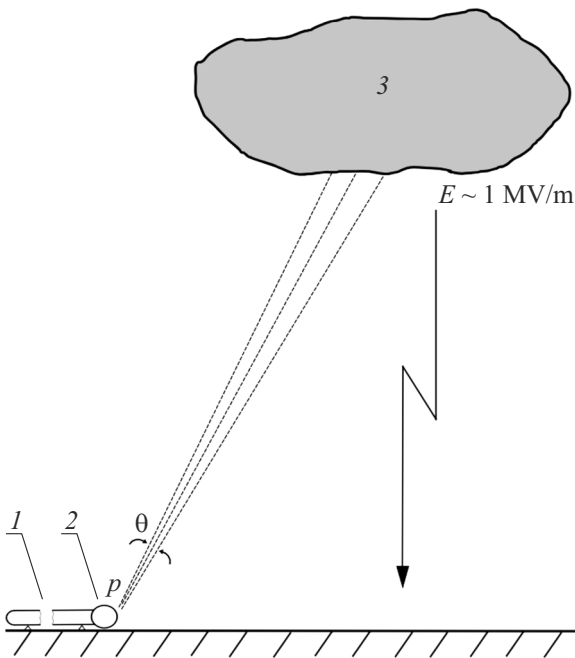


Рис. 1. Схема генерации электрических атмосферных разрядов: 1 — линейный ускоритель протонов средних энергий; 2 — отклоняющие магниты на выходе ускорителя; 3 — дождевое облако; p — пучок протонов; θ — угол многократного рассеяния и отклонения протонов в поле облака.

Проведем оценку оптимальных параметров дождевого облака, расположенного на заданной высоте, при которых протоны с заданной начальной энергией попадают в облако и остаются внутри.

2. Параметры дождевого облака, удовлетворяющие условию эксперимента

Дождевое облако на высоте порядка 500 m представляет собой двухфазную систему, состоящую из воздуха и капелек воды. Плотность такой системы выражается формулой [7]:

$$\rho_{cloud} = \rho_{water}a + \rho_{air}(1 - a), \tag{1}$$

где a — объемная доля капель воды в облаке:

$$a = n \cdot V_{drop} = \frac{n\pi d^3}{6}, \tag{2}$$

$\rho_{water} = 10^3$ kg/m³ — плотность воды, $\rho_{air} = 1.29$ kg/m³ — плотность воздуха, n — концентрация капель воды в облаке, V_{drop} — объем капли сферической формы, d — диаметр капли.

Водность облаков определяется, как масса сконденсированной воды m_{water} , приходящаяся на единичный объем облака V_{cloud} [8]:

$$\omega = \frac{m_{water}}{V_{cloud}} = \frac{n \cdot m_{water}}{N_{drop}} = \frac{n\rho_{water}V_{drop}N_{drop}}{N_{drop}} = \frac{n\rho_{water}\pi d^3}{6}, \tag{3}$$

где N_{drop} — количество капель в облаке.

Сопоставляя (2) и (3), можно представить объемную долю капель в виде:

$$a = \frac{\omega}{\rho_{water}}. \tag{4}$$

Интенсивность осадков выражается следующей зависимостью [8]:

$$I = \frac{\pi}{6}d^3n(v_{drop} - u), \tag{5}$$

где v_{drop} — скорость падающей капли, [m/s], u — скорость восходящих потоков, [m/s].

Из (3) и (5) получим связь водности с интенсивностью:

$$\omega = \frac{I\rho_{water}}{v_{drop} - u}. \tag{6}$$

Подставив (4) в (1), получим зависимость плотности облака от его водности:

$$\rho_{cloud} = \rho_{air} + \omega\left(1 - \frac{\rho_{air}}{\rho_{water}}\right). \tag{7}$$

Как показано в работах [8,9], скорость падения капель пропорциональна их диаметру (табл. 1), а диаметр капель и интенсивность осадков пропорциональны скорости восходящих потоков (рис. 2, 3).

Таблица 1. Зависимость установившейся скорости падения капли от ее размера [8]

Диаметр, mm	Скорость падения, m/s	Диаметр, mm	Скорость падения, m/s
0.1	0.27	2.6	7.57
0.2	0.72	2.8	7.82
0.3	1.17	3.0	8.06
0.4	1.62	3.2	8.26
0.5	2.06	3.4	8.44
0.6	2.47	3.6	8.60
0.7	2.87	3.8	8.72
0.8	3.27	4.0	8.83
0.9	3.67	4.2	8.92
1.0	4.03	4.4	8.98
1.2	4.64	4.6	9.03
1.4	5.17	4.8	9.07
1.6	5.65	5.0	9.09
1.8	6.09	5.2	9.12
2.0	6.49	5.4	9.14
2.2	6.90	5.6	9.16
2.4	7.27	5.8	9.17

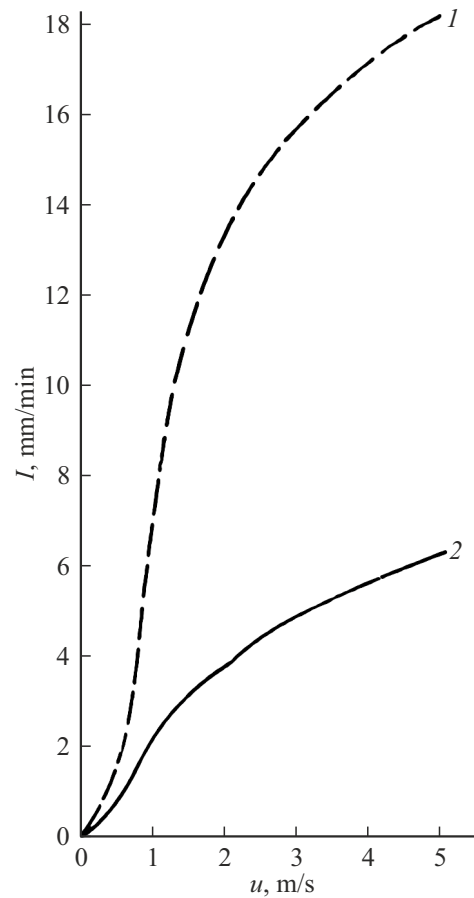


Рис. 2. Максимальная интенсивность осадков при разной скорости восходящего потока в облаках [9]; 1 — при непрерывном восходящем потоке, 2 — при прекращении восходящего потока после начала осадков.

Внутри облака протоны будут распределяться на поверхности капель воды, поэтому для наиболее эффективного процесса зарядки необходимо, чтобы оно обладало максимальной водностью. В природных условиях распространены дождевые облака, образующиеся при скорости непрерывных восходящих потоков $u = 1$ m/s [9]. Параметры таких облаков показаны в табл. 1, и на рис. 2, 3: $d = 4 \cdot 10^{-3}$ m; $v_{drop} = 8.83$ m/s; $I = 1.3 \cdot 10^{-4}$ m/s.

Тогда в соответствии с (6), (7) их максимальная водность и плотность составят

$$\omega = 0.017 \text{ kg/m}^3,$$

$$\rho_{cloud} = 1.31 \text{ kg/m}^3. \tag{8}$$

Для простоты расчетов рассмотрим облако сферической формы с радиусом R , состоящее только из воздуха и расположенное на высоте $h = 500$ m над землей. Пусть протоны с энергией $W = 400$ MeV вылетают из ускорителя под углом 60° к горизонту (рис. 4).

Пробег протона в воздухе при такой энергии составляет $\lambda_{air} = 726$ m [10].

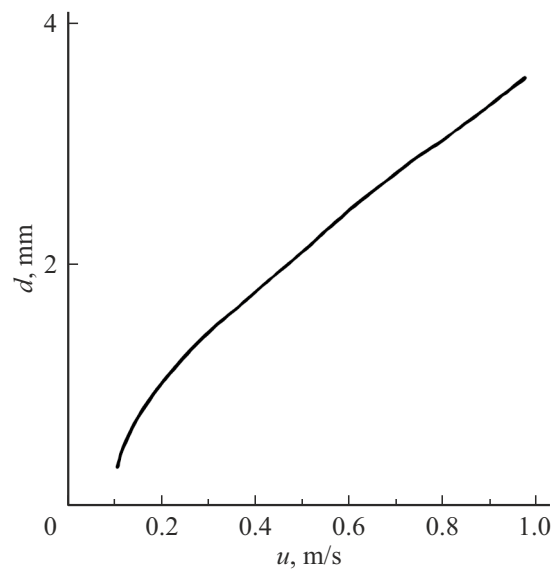


Рис. 3. Зависимость диаметра капель, выпадающих в начальный период дождя, от скорости восходящего потока в облаке [9].

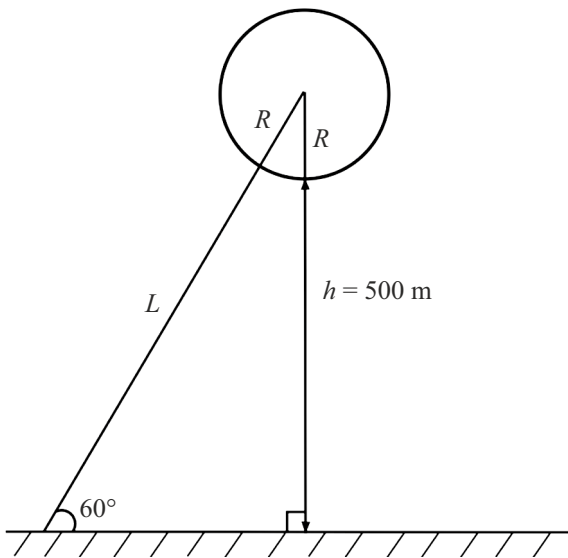


Рис. 4. Геометрические характеристики рассматриваемой модели.

Для того чтобы протоны остались в облаке, должно выполняться условие:

$$L < \lambda_{air} \leq L + 2R, \quad (9)$$

где L — расстояние, пробегаемое протоном в атмосфере, R — радиус облака.

Параметры L и R можно выразить из геометрических характеристик модели (рис. 4):

$$\sin 60^\circ = \frac{500 + R}{L + R}. \quad (10)$$

Из условий (9) и (10) получим количество k диаметров облака D , приходящихся на расстояние, пробегаемое протоном в воздухе:

$$\begin{cases} L + 2R = 726 \\ \frac{500+R}{L+R} = \frac{\sqrt{3}}{2} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} L = 588 \text{ m} \\ R = 69 \text{ m} \end{cases} \Rightarrow k = \frac{\lambda_{air}}{D} = 5.26.$$

Тогда длина пробега протона в воздухе в kg/m^2 , приходящаяся на диаметр облака, составит

$$\frac{\rho_{air}\lambda_{air}}{k} = 178.2 \text{ kg/m}^2,$$

а при плотности облака ρ_{cloud} , полученной в (8), длина пробега протонов в нем составит:

$$\lambda_{cloud} = \frac{\rho_{air}\lambda_{air}}{k\rho_{cloud}} = 136 \text{ m},$$

и условие, при котором частицы будут оставаться внутри облака с диаметром D , примет вид:

$$0 < \lambda_{cloud} \leq D. \quad (11)$$

3. Многократное рассеяние протонов

Проходя через атмосферу, протоны испытывают большое число столкновений, приводящих к изменению направления их движения. Учесть этот процесс позволяет теория многократного рассеяния [11,12]. Поскольку все параметры в настоящей работе оцениваются по порядку величины, в качестве рассеивающих частиц будем рассматривать атомы азота, так как они составляют 80% атмосферы и именно на них будет происходить основной процесс рассеяния:

- атомная масса рассеивающей частицы — азота $A = 14 \text{ Da}$;
- заряд рассеивающей частицы — азота $Z = 7$;
- заряд протона $z = 1$;
- расстояние, пробегаемое протоном в воздухе, $l = L\rho_{air} = 758 \text{ kg/m}^2$;
- кинетическая энергия протона $W = 400 \text{ MeV}$;
- скорость света $c = 2.99 \cdot 10^8 \text{ m/s}$;
- масса протона $m_p = 1.67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

Угол многократного рассеяния в [12] определяется из соотношения

$$\theta_{scat} = x_w \chi_c \sqrt{B}, \quad (12)$$

где

$$B - \ln B = b, \quad (13)$$

а b выражено формулой

$$b = \ln \left[2730 \left(\frac{(Z+1)Z^{\frac{1}{3}}z^2 l}{A\beta^2} \right) \right] - 0.1544 = 12.83, \quad (14)$$

где

$$\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{W}{m_p c^2}\right)^2}} = 0.72.$$

В работе [12] уравнение (13) решено для различных значений b . Результаты этих расчетов представлены в табл. 2.

Полученному значению $b = 12.83$ в (14) соответствуют $B = 15.54$ и $\sqrt{B} = 3.94$.

Величина χ_c характеризует угол, для которого при $\chi > \chi_c$ в среднем происходит только одно столкновение, и в работах [11,12] представлена выражением

$$\chi_c = \sqrt{0.157 \left(\frac{Z(Z+1)z^2}{A} \right) \left(\frac{l}{(pv)^2} \right)}. \quad (15)$$

Для случая релятивистских скоростей [10]:

$$pv = \sqrt{W\beta(W + 2m_p c^2)} = 809.72 \text{ MeV}. \quad (16)$$

Подставив (16) в (15), получим

$$\chi_c = 0.0085 \text{ rad}.$$

Зависимость параметра χ_w от B показана на рис. 5. Значению $B = 15.54$ соответствует $x_w = 0.96$.

Тогда из уравнения (12) получим угол многократного рассеяния протонов

$$\theta_{scat} = 0.032 \text{ rad} = 1.84^\circ. \quad (17)$$

Таблица 2. Значения B и \sqrt{B} при различных параметрах b [12]

b	B	\sqrt{B}	b	B	\sqrt{B}
3.2	4.760	2.182	8.8	11.217	3.349
3.6	5.260	2.294	9.2	11.656	3.414
4.0	5.749	2.398	9.6	12.093	3.477
4.4	6.229	2.496	10.0	12.528	3.539
4.8	6.702	2.589	10.4	12.962	3.600
5.2	7.170	2.678	10.8	13.395	3.660
5.6	7.632	2.763	11.2	13.827	3.718
6.0	8.091	2.844	11.6	14.257	3.776
6.4	8.545	2.923	12.0	14.678	3.832
6.8	8.997	2.999	12.4	15.116	3.888
7.2	9.446	3.073	12.8	15.544	3.943
7.6	9.892	3.145	13.2	15.971	3.996
8.0	10.336	3.215	13.6	16.397	4.049
8.4	10.777	3.283	14.0	16.823	4.102

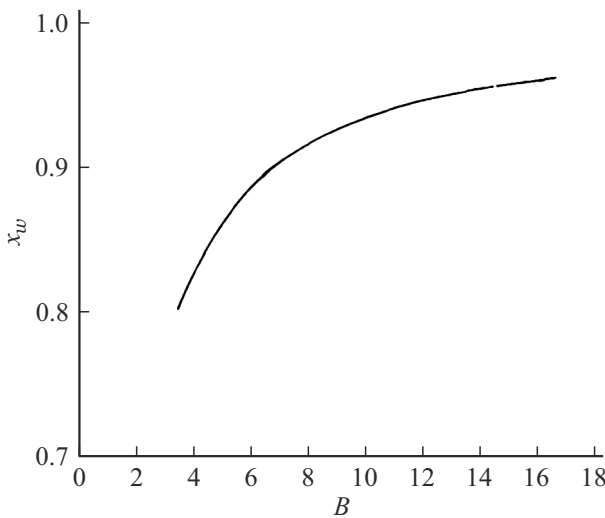


Рис. 5. Значения x_w как функция параметра B [12].

4. Совместное влияние многократного рассеяния и отклонения электростатическим полем облака на траекторию движения протонов

По мере зарядки облака, создаваемое им электростатическое поле E также будет вносить вклад в отклонение протонов от первоначальной траектории. Для учета одновременного влияния многократного рассеяния про-

тонов и их отклонения макроскопическим полем облака воспользуемся подходом, представленным в [13]. Влияние указанных выше эффектов описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e\mathbf{E} - g(w)\frac{\mathbf{p}}{p}, \\ \frac{d\eta}{dt} = \frac{e\sqrt{\eta^2-1}}{p} (E_{\perp} + \sqrt{\eta^2-1}E_{\parallel}) + v \cdot f(W), \\ \mathbf{v} = \frac{c \cdot \mathbf{p}}{\sqrt{p^2 + m_p^2 c^2}}, \\ \frac{ds}{dt} = v, \end{cases} \quad (18)$$

где \mathbf{p} — импульс протона, \mathbf{v} — скорость протона, \mathbf{s} — радиус-вектор протона, проведенный от точки вылета из ускорителя, η — коэффициент наклона, устанавливающий соответствие между расстоянием, пройденным вдоль траектории движения протона ds и его проекцией на ось, проходящую через центр облака dx (рис. 6):

$$\begin{aligned} ds &= \eta dx \\ \eta &= \frac{1}{\cos \theta}, \end{aligned} \quad (19)$$

где θ — полный угол отклонения протонов от первоначальной траектории, учитывающий одновременное влияние их многократного рассеяния и отклонения электростатическим полем облака.

Первое уравнение в (18) описывает движения протона при наличии электрического поля \mathbf{E} с учетом энергетических потерь, где $g(W) = -\frac{dW}{ds}$ — потери энергии на единицу длины при прохождении протона в воздухе. Второе уравнение описывает скорость изменения коэффициента наклона в результате отклонения электростатическим полем облака и многократного рассеяния, где $2f(W) = d\theta_{scat}^2/ds$ — средний квадрат угла многократного рассеяния протона, приходящегося на единицу длины пробега [13].

Подобное суммирование углов оказывается возможным, поскольку многократное рассеяние протонов представляет собой статистический процесс [11,12], а отклонение макроскопическим полем облака действует непрерывно на всем пути протона L от земли до облака.

При энергии $W = 400$ МэВ:

- $g(w) = 4.2 \cdot 10^{-14}$ Дж/м [10];
- $f(w) = 8.7 \cdot 10^{-7}$ рад²/м на основании (12) и (17).

Проекция первого и третьего уравнений (18) на направление импульса, а последнего — на направление параллельное оси, проходящей через центр сферического облака (рис. 6, 7) приводят систему (18) к следующему виду:

$$\begin{cases} \frac{dp}{dt} = eE \left(\sin \alpha \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{\eta^2}} - \frac{\cos \alpha}{\eta} \right) - g(w), \\ \frac{d\eta}{dt} = \frac{eE}{p} \cdot \sqrt{\eta^2 - 1} \left(\sin \alpha + \cos \alpha \sqrt{\eta^2 - 1} \right) + v \cdot f(W), \\ v = \frac{c \cdot p}{\sqrt{p^2 + m_p^2 c^2}}, \\ \frac{dx}{dt} = \frac{v}{\eta}, \end{cases} \quad (20)$$

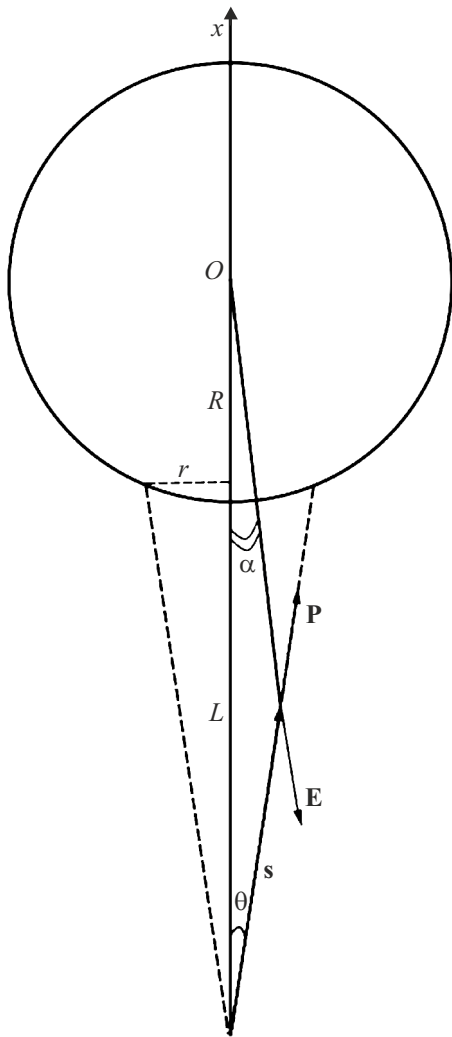


Рис. 6. Многократное рассеяние и отклонение протонов в поле облака.

где α — угол наклона вектора напряженности E к оси, проходящей через центр облака, $e = +1.6 \cdot 10^{-19} C$ — заряд протона, x — расстояние, пройденное вдоль оси, проходящей через центр облака.

Начальные условия:

$$\begin{cases} \eta(0) = 1, \\ p(0) = 6 \cdot 10^{-19} \frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}}, \\ x(0) = 0 \text{ m}. \end{cases} \quad (21)$$

Численное решение системы (20) для облака радиусом $R = 90 \text{ m}$ в момент времени $t = 2.95 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ достижения протоном облака дает следующий результат:

$$\begin{aligned} \eta &= 1.0078, \\ p &= 3.87 \cdot 10^{-19} \frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}}, \\ x &= 634.54 \text{ m}, \end{aligned}$$

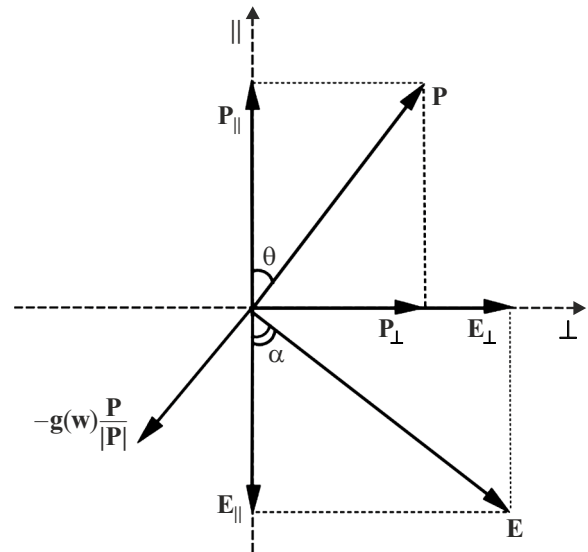


Рис. 7. Векторная диаграмма сил, действующих на движущийся протон; \parallel — направление, параллельное оси X , проходящей через центр облака (рис. 6), \perp — направление, перпендикулярное оси X .

откуда, с учетом (19), полный угол θ отклонения протонов от первоначальной траектории составит

$$\theta = 0.1242 \text{ rad} = 7.12^\circ.$$

Тогда радиус пятна на облаке составит

$$r = x(t) \cdot \text{tg} \theta \simeq 80 \text{ m}. \quad (22)$$

Для дальнейших оценок будем рассматривать облако радиусом $R = 90 \text{ m}$.

5. Ограничение тока пучка объемным зарядом

При транспортировке пучков заряженных частиц существует ограничение на величину плотности тока, связанное с накоплением заряда в головной части пучка, вызывающее перераспределение потенциала и возникновение так называемого „виртуального анода (катода)“ — потенциального барьера, отражающего часть частиц с недостаточной энергией. Предельное значение тока, которое можно пропустить через промежуток, определяется законом Богуславского-Ленгмюра. Для оценки влияния этого эффекта на рассеянный пучок протонов, имеющий форму конуса, рассмотрим два предельных случая плоской и сферической геометрии.

В плоском случае это ограничение можно записать в виде [14]:

$$j_b^{\text{max}} = 54.6 \cdot \frac{\varphi^{3/2}}{L^2},$$

где φ — потенциал, ускоряющий протоны, [MV], L — расстояние от ускорителя до облака, [m].

Для протонного пучка с энергией $W = e\varphi = 400 \text{ MeV}$ и расстоянием от ускорителя до облака $L = 588 \text{ m}$ максимальная величина плотности тока составит

$$j_b^{\max} = 1.26 \frac{\text{A}}{\text{m}^2}. \quad (23)$$

В случае сферической геометрии [15]:

$$j_b^{\max} = 54.6 \cdot \frac{\varphi^{3/2}}{\alpha^2 \left(\frac{r_a}{r_c}\right) r_a^2},$$

где r_c — радиус катода, [m], r_a — радиус анода, [m], α — функция Ленгмюра.

За радиус катода примем радиус пучка протона $r_c = 0.01 \text{ m}$, за радиус анода — расстояние до облака $r_a = L = 588 \text{ m}$, квадрат функции Ленгмюра при таких параметрах составит $\alpha^2 \approx 8.5$ [16]. Тогда максимальная величина плотности тока протонов в сферическом случае составит

$$j_b^{\max} = 0.15 \frac{\text{A}}{\text{m}^2}. \quad (24)$$

Как было показано выше (22), радиус протонного пучка вблизи облака составляет $r = 80 \text{ m}$, что обеспечивает площадь пятна на облаке, равную

$$S = \pi r^2 = 2 \cdot 10^4 \text{ m}^2.$$

В рассматриваемом типе ускорителей ток пучка может достигать величины $i_b = 0.1 \text{ A}$ [17,18]. Тогда плотность тока пучка на входе в облако:

$$j_b = \frac{i_b}{S} \simeq 5 \cdot 10^{-6} \frac{\text{A}}{\text{m}^2}. \quad (25)$$

Из сравнения (23), (24) и (25), видно, что с большим запасом выполняется условие $j_b \ll j_b^{\max}$.

Таким образом, пучок протонов с энергией 400 MeV имеет достаточно малую плотность тока, чтобы преодолеть расстояние в 588 m от земли до облака.

6. Оценка паразитного ионного тока вблизи облака

При прохождении протонов через атмосферу внутри канала будет происходить ионизация молекул воздуха. Как показано в [19 (стр. 94, рис. 3.5)], время прилипания электронов к нейтральным молекулам в нижних слоях атмосферы порядка 10^{-8} s , в результате чего основной вклад в проводимость вносят положительные и отрицательные легкие ионы. Обладая малой подвижностью, но довольно большой продолжительностью жизни, легкие ионы [20] под действием электрического поля положительно заряженного облака будут создавать паразитный ток, который может препятствовать накоплению положительного заряда на облаке.

Не вдаваясь в подробности сложной кинетики процессов внутри ионизованного канала, оценим максимальную величину паразитного тока на основании закона сохранения энергии:

$$dA = dQ + d\Pi,$$

где A — работа тока пучка ускорителя, Q — джоулев нагрев, вызванный паразитными токами, Π — прочие потери энергии пучка, не связанные с джоулевым нагревом.

$$P = \int_V \left([\sigma_1 + \sigma_2] E^2 + \frac{d\Pi}{dt dV} \right) dV, \quad (26)$$

где $P = \frac{dA}{dt} = i_b \frac{\gamma mc^2}{e} = 40 \text{ MW}$ — мощность пучка ускорителя; σ_1 — проводимость воздуха в области облучения облака; $\sigma_2 = 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ — проводимость воздуха вне области облучения, соответствующая средней проводимости воздуха при нормальных условиях [20]; E — напряженность электрического поля облака.

Считая, что энергия Π нам неизвестна, формулу (26) можем записать в виде неравенства:

$$P > \int_V \left([\sigma_1 + \sigma_2] E^2 \right) dV. \quad (27)$$

Рассмотрим объем малого слоя газа, примыкающего к облаку:

$$\Delta V = S \cdot \Delta L,$$

где ΔL — толщина слоя, выбранная таким образом, чтобы напряженность электрического поля была приблизительно постоянной и равной максимально зафиксированному значению внутри грозового облака в реальных условиях атмосферы $E_{\max} \simeq 10^6 \text{ V/m}$ (что с точностью до 10% выполняется в слое толщиной 5 m).

Для этого слоя неравенство (27) примет следующий вид:

$$\delta P > \sigma_1 E^2 \Delta V_1 + \sigma_2 E^2 \Delta V_2, \quad (28)$$

где $\delta = \frac{\Delta L}{\lambda_{air}}$ — доля энергии пучка, теряемая в слое ΔL ; $\lambda_{air} = 726 \text{ m}$ — полная длина пробега протона в воздухе; $\Delta V_1 = S_1 \Delta L$ — объем слоя газа в области облучения вблизи облака; $S_1 = \pi r^2 = 2 \cdot 10^4 \text{ m}^2$ — площадь пятна на облаке; $\Delta V_2 = S_2 \Delta L$ — объем слоя газа вне области облучения вблизи облака; $S_2 = S_{cloud} - S_1 = 8.2 \cdot 10^4 \text{ m}^2$ — площадь поверхности облака без области облучения.

Из (28) в результате преобразований получим

$$i_{par1} < \frac{P}{\lambda_{air} E} - i_{par2}.$$

Паразитный ток вне области облучения:

$$i_{par2} = \sigma_2 E S_2 = 8.2 \cdot 10^{-4} \text{ A}.$$

Тогда внутри области облучения:

$$i_{par1} < 0.054 \text{ A},$$

и для суммарного паразитного тока вблизи облака будет выполняться неравенство

$$i_{par} < 0.055 \text{ A.} \quad (29)$$

7. Время зарядки облака

Определим заряд, который нужно сообщить облаку радиусом $R = 90 \text{ m}$, чтобы гарантированно произошел пробой в реальных условиях. Потенциал вблизи такого облака должен составить:

$$E_{\max} = \frac{\varphi}{R} \Rightarrow \varphi = 90 \text{ MV,}$$

откуда заряд будет равен

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R} \Rightarrow q \simeq 0.9 \text{ C.}$$

Минимальный эффективный ток, заряжающий облако, в соответствии с (29) будет равен

$$i_{\text{eff}} = i_b - i_{par} = 0.045 \text{ A.}$$

Тогда максимальное время зарядки облака радиусом $R = 90 \text{ m}$ до потенциала $\varphi = 90 \text{ MV}$ составит

$$\tau = \frac{q}{i_{\text{eff}}} = 20 \text{ s.}$$

Заключение

В результате проведенных расчетов при начальной энергии протонов $W = 400 \text{ MeV}$, токе пучка ускорителя 0.1 A и высоте сферического облака над землей $h = 500 \text{ m}$ установлено:

1. Условие попадания всех частиц в облако радиусом 90 m с учетом энергетических потерь, многократного рассеяния и отклонения электростатическим полем облака выполняется.

2. Полный угол отклонения протонов от первоначальной траектории в результате одновременного действия многократного рассеяния и отклонения электростатическим полем заряженного облака составляет 7.12° , а радиус пятна на облаке — 80 m .

3. Максимальная плотность дождевого облака при скорости восходящих потоков 1 m/s составляет 1.31 kg/m^3 . Для облака радиусом 90 m максимальная масса воды составит порядка 52 t , что находится в пределах грузоподъемности тяжелого транспортного самолета.

4. Транспортировка высокоэнергетических протонов через атмосферу и их накопление на облаке до образования молниевых разрядов возможны. Количество заряда, которое для этого необходимо сообщить облаку радиусом 90 m , равно 0.9 C , а время его зарядки составит 20 s , на что потребуется 800 MJ энергии ускорителя.

Полученные результаты количественно иллюстрируют предложенный метод изучения электрических атмосферных разрядов и указывают на его практическую реализацию не только при указанных параметрах, но и в их более широком диапазоне. Так, например, достигнутые уровни энергии протонов в мощных линейных ускорителях средних энергий составляют порядка 1 GeV [17,18]. При такой энергии длина пробега протона в воздухе составляет около 3 km [10], что соответствует средней длине канала молнии в промежутке облако-земля [1]. Таким образом, предложенный метод открывает перспективу проведения полноценных экспериментов с реальными молниевыми разрядами и разработку более совершенных средств молниезащиты.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов

Список литературы

- [1] Э.М. Базелян, Ю.П. Райзер. *Физика молнии и молниезащиты* (Физматлит, М., 2001)
- [2] J.R. Dwyer, M.A. Uman. *Phys. Rep.* **534** (4), 147 (2014). DOI: 10.1016/J.PHYSREP.2013.09.004
- [3] Д.И. Иудин, А.А. Сысоев, В.А. Раков. *Электричество*, **11**, 13 (2022). DOI: 10.24160/0013-5380-2022-11-13-28
- [4] Ю.П. Райзер. *Физика газового разряда* (Издат. дом „Интеллект“, Долгопрудный, 2009)
- [5] M.J. Peterson, T.J. Lang, T. Logan, C. Wee Kiong, M. Gijben, R. Holle, I. Kolmasova, M. Marisaldi, J. Montanya, S.D. Pawar, D. Zhang, M. Manola, R.S. Cervený. *Bull. American Meteorological Society*, **103** (4), 257 (2022). DOI: 10.1175/BAMS-D-21-0254.1
- [6] V.V.Gorev. *Proceed. 41th International Conf. Plasma Science and 20th International Conf. High Power Particle Beams* (Washington D.C., USA, 2014), p. 78. DOI: 10.1109/PLASMA.2014.7012762
- [7] С.Б. Коньгин, Д.А. Крючков. *Макроскопические свойства дисперсных систем* (СамГТУ, Самара, 2007)
- [8] Р.Р. Роджерс. *Краткий курс физики облаков* (Гидрометеоиздат, Л., 1979)
- [9] Н.С. Шишкин. *Облака, осадки и грозное электричество* (Гидрометеоиздат, Л., 1964)
- [10] И.К. Кикоин. *Таблицы физических величин*. Справочник (Атомиздат, М., 1976)
- [11] B.P. Nigam, M.K. Sundaresan, T.Y. Wu. *Phys. Rev.*, **115** (3), 491 (1959). DOI: 10.1103/PhysRev.115.491
- [12] J.B. Marion, V.A. Zimmerman. *Nucl. Instrum. Methods*, **51** (1), 93 (1967). DOI: 10.1016/0029-554X(67)90367-9
- [13] C.L. Longmire, H.J. Longley. *Improvements in the Treatment of Compton Current and Air Conductivity in EMP Problems* (DNA, 3192, 1973), DOI: 10.21236/ad0769914
- [14] В.А. Курнаев, Ю.С. Протасов, И.В. Цветков. *Введение в пучковую электронику* (МИФИ, М., 2001)
- [15] А.В. Иванов. *Динамика заряженных частиц и интенсивных пучков в стационарных полях* (НГТУ, Новосибирск, 2020)

- [16] В.Л. Грановский. *Электрический ток в газе. Установившийся ток* (Наука, М., 1971)
- [17] J.C. Browne, J.L. Anderson, M.W. Cappiello, G.P. Lawrence, P.W. Lisowski. *Proc. APT Symp. The Savannah River Accelerator Project and Complementary Spallation Neutron Sources* (Columbia S. C., USA, 1996), p. 14.
- [18] А.П. Черняев. *Ускорители в современном мире* (Изд-во Московского ун-та, М., 2012)
- [19] В.М. Лоборев, Б.В. Замышляев, Е.П. Маслин, Б.А. Шилобреев. *Физика ядерного взрыва. Развитие взрыва* (Наука, Физматлит, М., 1997), т. 1.
- [20] П.Н. Тверской. *Курс метеорологии (физика атмосферы). Атмосферное электричество* (Гидрометеиздат, Л., 1964)